

Spatial Hole Burning 모델에 기초한 매립형 Laser Diode의 Kink에 대한 연구

(An Analysis of the Kink in BH Laser Diodes Based on the Spatial Hole Burning Model)

任宗亨*, 韓英洙*, 金相培**

(Jong Hyung Yim, Young Su Han and Sang Bae Kim)

要約

spatial hole burning 모델에 기초한 비율 방정식을 이용하여 레이저 다이오드에서의 1차 횡모드 발전에 따른 kink에 대하여 연구하였다. kink가 일어날 때의 광출력, 즉 kink 광출력에 대한 해석적인 공식을 유도하였고, 이 결과가 실험치와 잘 일치함을 보였다. 또한 비율 방정식의 정상상태 해로부터 구한 kink 부근에서의 전기적 광학적 특성변화로부터, 광출력-주입전류 특성에서 뿐만 아니라 전기적 미분특성으로부터도 kink의 위치를 확인할 수 있음을 보였다.

Abstract

A kink due to the lasing of the first transverse mode in laser diodes is investigated using rate equations based on the spatial hole burning model. An analytic expression for the kink power is derived and the result agrees well with experimental results. It is also shown that the position of a kink can be identified in the electrical derivative characteristics as well as in light output vs. current characteristics.

1. 서론

레이저 다이오드 구동전류가 발전개시전류를 넘어 계속 증가하면 활성층 중앙부의 캐리어 농도가 유도 방출에 의해 감소되면서 (spatial hole burning) 기본모드의 유효 이득은 감소하고 1차 횡모드의 유효 이득이 증가하여 1차 횡모드의 발전이 일어나게 된다. 이러한 고차 공간 모드 발전으로 생긴 광출력-주

입전류 특성의 비선형성을 kink라 한다.^[1-3] 이 kink는 발전 스펙트럼의 변화와 확장, 잡음의 급격한 증가, 광섬유에 결합된 광출력의 급격한 감소 등을 수반하므로 광통신용 광원에서는 이러한 kink를 없애야 한다. 특히 고속 광통신에 필수적인 단일 주파수 동작을 위해서도 발전 스펙트럼의 변화를 수반하는 kink는 없어야 한다. 이러한 중요성 때문에 kink는 많은 연구의 대상이 되어 왔으며, 이를 없애기 위해서는 1차 횡모드가 차단되어야 한다는 사실이 확인되었다. 예로서 활성층 두께가 $0.2\mu\text{m}$ 인 $1.3\mu\text{m}$ BH (Buried Heterostructure) 레이저에서 1차 횡모드가 차단될 단일 모드조건은 활성층 폭이 약 $0.86\mu\text{m}$ 이

* 學生會員, ** 正會員, 亞洲大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng., Ajou Univ.)

接受日字 : 1993年 5月 27日

하이여야 한다. 그러나 이러한 구조는 주어진 활성층 두께에 대해 폭이 너무 좁아져 공정상의 어려움이 있을 뿐 아니라 기본모드인 TE₀₀모드와 TM₀₀모드의 광집속계수가 비슷해지거나 오히려 TE₀₀모드의 광집속계수가 커지면서 TE₀₀모드의 발진 가능성이 높아져 TE-TM모드 스위칭에 의한 kink가 발생할 수도 있다. 따라서 1차 횡모드의 차단조건 근처에서 기본모드인 TE₀₀모드, 1차모드인 TE₀₁모드, 기본 TM모드인 TM₀₀모드 간의 경쟁관계를 정확히 이해하는 것은 통신용 레이저 다이오드의 설계에 있어 매우 중요한 일이다.

단일 공간 모드 동작이 이득 도파 현상에 의해 이루어지는 gain guiding 레이저에서의 kink에 관한 연구는 많이 이루어졌다. 그러나 굴절을 도파 구조인 BH 레이저에서의 연구는 비교적 적은 편으로 BH 레이저에서의 kink 광출력에 대해서는 spatial hole burning에 근거한 Dutta 등의 연구가 있었다.^[4] 그러나 이 계산에서는 가정된 캐리어 농도분포에 의한 이득이 발진임계이득보다 커져 발진조건과 맞지 않으며, 활성층 두께와 폭에 따른 광집속계수, 전파상수 및 유효굴절률의 변화를 고려하지 않았다. 또한 수치적인 계산일뿐 아니라 여러 변수들이 kink 광출력에 주는 영향에 대하여는 언급하지 않았다.

이 연구에서는 위에서 논의한 문제점들을 모두 고려하여 1.3μm InGaAsP/InP BH 레이저에서 1차 모드의 발진으로 인한 kink 광출력에 대한 해석적인 식을 구하였으며, 여러가지 변수들에 따른 kink 광출력의 변화 및 kink 발생에 따른 광학적 전기적 특성의 변화에 대하여 논하였다. 먼저 II장에서는 spatial hole burning에 기초한 기본모드와 1차모드를 함께 고려한 비율 방정식으로부터 kink 광출력을 해석적인 식으로 유도하였으며, 여러 변수들이 kink 광출력에 주는 영향에 대해 기술하였다. III장에서는 II장에서 고려한 비율 방정식을 이용하여 레이저 다이오드의 광학적·전기적 특성에 관하여 논하였고, 마지막으로 IV장에서 결론을 맺었다.

II. Kink Power에 대한 해석적 공식

일반적으로 활성층 폭이 증가하면 기본모드와 1차 모드 사이의 모드 이득 차이가 작아져 1차 모드의 발진 가능성이 높아지게 되고 kink 광출력은 낮아지게 된다.^[4,5] spatial hole burning에 의한 kink 광출력 계산을 위해서는 활성층내에서의 캐리어 분포 변화 및 기본 모드는 물론 1차 모드까지 고려한 다음의 비율 방정식을 풀어야 한다.

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma A(N - N_x)S - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta N}{\tau_n} \tag{1}$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = \Gamma_1 A(N - N_x)S_1 - \frac{S_1}{\tau_{p1}} + \frac{\Gamma_1 \beta N}{\tau_n} \tag{2}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_n} + \frac{L_{eff}^2}{\tau_n} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - A(N - N_x)S - A_1(N - N_x)S_1 \tag{3}$$

여기서 S, S₁은 기본 모드 및 1차 모드의 광자 밀도이며 N은 캐리어 농도를 나타내는데 이들 모두 위치와 시간의 함수이다. 또한 L_{eff}는 캐리어의 확산 거리를 의미하고 q는 전하량이다. 이 외의 대표적인 변수들과 그 전형적인 값들은 표 1에 정리하였다. 표 1의 변수값 중에 기본모드와 1차모드의 군속도는 파장 변화에 따른 InGaAsP와 InP층의 굴절을 변화를 고려하여^[6,7], BH 구조의 waveguide에 대해 계산한 값들이다. 기본 모드와 1차 모드의 횡방향 광자 분포와 캐리어 분포는 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\begin{aligned} S(x) &= 2S_0 \cos^2 kx \\ S_1(x) &= 2S_1 \sin^2 k_1x \\ N(x) &= N_0 - N_1 \cos 2kx \end{aligned} \tag{4}$$

표 1. 계산에 사용된 레이저 다이오드 특성변수와 값

Table 1. Laser diode parameters and their values used in the calculation.

기호	변수 설명	사용한 변수값
λ	lasing 파장	1.3[μm]
L _{eff}	유효 확산 거리	[μm]
Γ	기본모드의 광집속계수	
Γ ₁	1차모드의 광집속계수	
L	레이저 공진기 길이	250[μm]
W	활성층 폭	[μm]
t	활성층 두께	[μm]
v _g	활성층의 부피 (L×W×t)	[μm]
R	기본모드의 거울면 반사율	0.39 ^[4]
R ₁	1차모드의 거울면 반사율	0.35 ^[4]
A	기본모드의 유효 거울 손실 (1/L)ln(1/R)	[cm ⁻¹]
A ₁	1차모드의 유효 거울 손실 (1/L)ln(1/R ₁)	[cm ⁻¹]
a ₁	기본모드의 내부 손실	30[cm ⁻¹]
a ₁₁	1차모드의 내부 손실	[cm ⁻¹]
c	광속	3×10 ¹⁰ [cm/sec]
N ₀	기본모드의 군 유효 굴절률	4.654
N ₀₁	1차모드의 군 유효 굴절률	4.542
v _{g0}	기본모드의 군속도 c/N ₀	
v _{g01}	1차모드의 군속도 c/N ₀₁	
τ _p	기본모드의 광자 수명 [(a ₀ +a ₁)v _g] ⁻¹	[sec]
τ _{p1}	1차모드의 광자 수명 [(a ₁ +a ₁₁)v _{g1}] ⁻¹	[sec]
A	광이득계수	1.875×10 ⁻⁴ [cm ³ /sec]
N ₀	광이득이 0일때의 캐리어 농도	1×10 ¹⁸ [cm ⁻³]
β	자연방출 결합계수	1×10 ⁻⁴
τ _n	캐리어 수명	2.2×10 ⁹ [sec]
R ₀	Cled층의 직렬 저항	5.0[Ω]
C _{aug}	Auger 재결합계수	3×10 ¹⁰ [cm ³ /sec]
η _{sp}	비발광성 재결합 이상계수	3.0
η _{sp0}	비발광성 재결합 역포화계수	1×10 ³ [A]

여기서 S_0, S_1, N_0, N_1 은 모두 시간만의 함수로 정의되며, k 와 k_1 은 각각 기본모드와 1차모드의 waveguide내에서의 전파상수이다. 식 (4)를 식 (1)~(3)에 대입한 후, 활성층 폭 방향으로의 공간 평균을 취하여 계산하면 공간 독립적인 새로운 비율 방정식이 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = \Gamma A(N_0 - N_k - \gamma N_1)S_0 - \frac{S_0}{\tau_n} + \frac{\Gamma\beta N}{\tau_n(1+Sa(kW))} \quad (5)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = \Gamma_1 A(N_0 - N_k + \gamma_1 N_1)S_1 - \frac{S_1}{\tau_{p1}} + \frac{\Gamma_1\beta N}{\tau_{p1}(1-Sa(k_1W))} \quad (6)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qVa} - \frac{N}{\tau_n} - A[N_{e0}S_0 + N_{e1}S_1 - S_0N_1] \quad (7)$$

여기서

$$\begin{aligned} N &= N_0 - Sa(kW)N_1 \\ N_{e0} &= (N_0 - N_k - \gamma N_1)(1 + Sa(kW)) \\ N_{e1} &= (N_0 - N_k + \gamma_1 N_1)(1 - Sa(k_1W)) \\ \gamma &= \frac{1 + Sa(2kW) + 2Sa(kW)}{2(1 + Sa(kW))} \\ \gamma_1 &= \frac{Sa((k+k_1)W) + Sa((k-k_1)W) - 2Sa(kW)}{2(1 - Sa(k_1W))} \\ S_d &= \frac{(2kL_{eff})^2 Sa(kW)}{A\tau_n} \end{aligned}$$

이며, 여기서 γ 와 γ_1 은 각각 spatial hole burning에 의한 기본모드와 1차모드의 유효이득 변화 정도를 나타내며, $Sa(x) = \sin x/x$ 로 정의된다. 그리고 kink 부근에서 S_1 은 무시될 수 있으므로 식 (4)에서 S_1 을 무시하고 식 (3)에 대입한 후 양변에 $\cos 2kx$ 를 곱해 공간 평균을 취하여 정상상태에서의 N_1 을 구하면 다음과 같다.

$$N_1 = \frac{A\tau_n(N_0 - N_k)S_0}{1 + (2kL_{eff})^2 + A\tau_n S_0}$$

이를 식 (5)와 식 (6)에 대입한 후 발진조건에 거의 영향을 못미치는 β 를 0로 놓고 계산하면, kink가 일어날 때의 광자 밀도는 이들 식의 정상상태 해로부터 다음과 같이 주어진다.

$$S_k = \frac{(1 + (2kL_{eff})^2)(1 + Sa(kW))(\Gamma\tau_p - \Gamma_1\tau_{p1})}{A\tau_n[(\gamma - 1)\Gamma\tau_p + (\gamma_1 + 1)\Gamma_1\tau_{p1}]} \quad (8)$$

따라서 kink가 일어날 때 한 면으로부터의 광출력 P_k 는 다음과 같이 주어진다.

$$P_k = \frac{h\nu_k \alpha_m V_a S_k}{2\lambda \Gamma} \quad (9)$$

이렇듯 기본모드와 1차모드를 함께 고려한 비율 방정식으로부터 얻어진 kink 광출력은 매우 복잡한 레이저 다이오드의 내부 메커니즘에도 불구하고 비교적 간단한 해석적인 식으로 유도될 수 있다. 식 (8)에서 보듯이 kink가 일어날 때의 광자 밀도는 waveguide 구조 그 자체뿐만이 아니라 L_{eff} 와 기본모드 및 1차모드의 광자수명에 의해 영향을 받음을 알 수 있다.

그림 1은 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP BH 구조에 대하여 활성층 폭에 따른 kink 광출력의 변화를 나타낸 것이다. 실선은 식 (8)을 이용하여 계산한 결과이며, 실험치^[4]들은 점으로 표시하였다. 그림에서 나타났듯 L_{eff} 가 $0.7\mu\text{m}$ 와 $1.5\mu\text{m}$ 사이에서 실험치와 이론치가 잘 일치함을 알 수 있다. 또한 점선은 Dutta의 논문에서 계산된 것을 재현한 것이다.^[4] Dutta의 결과 역시 실험치와 잘 일치한다고 볼 수 있으나, 이 결과는 활성층 폭에 따른 waveguide 변수들(즉 $\Gamma, \Gamma_1, k, k_1, N_{eff}$ 등)의 변화를 정확히 고려하지 않았을 뿐 아니라, 활성층 폭이 좁을 때에는 실험치와 잘

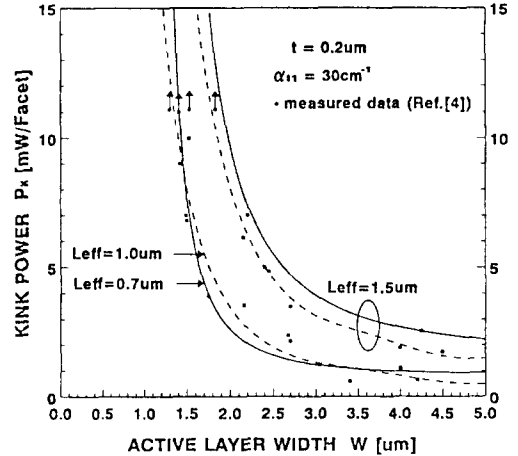
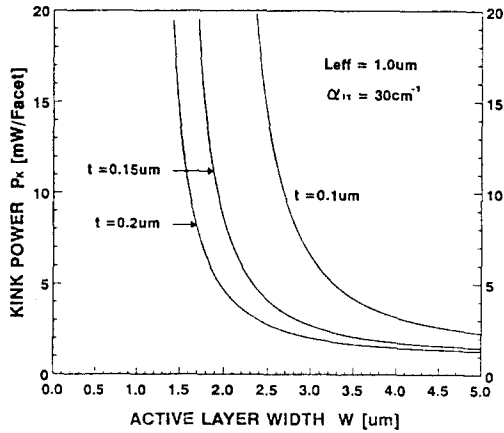


그림 1. 활성층 폭의 변화에 따라 계산된 kink 광출력. 실선은 해석적 식에 의한 계산이며, 점선은 참고문헌 [4]에 의해 계산되어진 것이다.

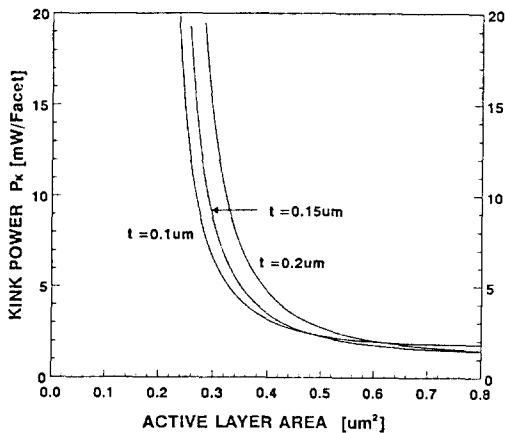
Fig. 1. Calculated kink power as a function of the active layer width. The solid curves and the dashed curves are calculated from our analytic form and ref [4], respectively, for a laser with active thickness of $0.2\mu\text{m}$.

일치하지 않음을 볼 수 있다.

단일 공간 모드 레이저 다이오드의 설계를 위해서는 kink 광출력에 미치는 여러 변수들의 영향을 알아볼 필요가 있다. kink 광출력에 영향을 미치는 변수들은 매우 다양하므로 전형적인 값들은 최대한 고정시키고 설계변수가 정확히 잘 알려지지 않은 변수 값들을 변화시켜 가며 계산하였다. L_{eff} 가 kink 광출



(a)



(b)

그림 2. 유효확산거리가 1.0μm일 때 (a) 활성층 폭과 (b) 활성층 단면적(두께×폭)에 대해 활성층 두께를 변화시켜 가며 계산한 kink 광출력

Fig. 2. Dependence of the kink power on (a) the width and (b) the cross-sectional area of the active layer for the active thickness of 0.1, 0.15 and 0.2μm .

력에 미치는 영향은 식 (8)의 결과를 이용하여 구한 그림 1에서 이미 보았다. L_{eff} 가 길어질 수록 횡방향 공간상의 캐리어 농도가 균일하게 되기 때문에 그만큼 1차모드의 발진 가능성은 줄어든다. 따라서 활성층 폭이 같을 때에는 L_{eff} 가 클 수록 kink 광출력은 더 크게 나타난다. 직접 식 (8)로부터도 L_{eff} 의 kink 광출력에 대한 관계를 볼 수 있다.

그림 2 (a)는 L_{eff} 가 1.0μm일 때 활성층 두께를 변화시켜 가며 계산한 kink 광출력이다. 활성층 두께가 두꺼워질 수록 활성층의 유효 굴절률 증가와 더불어 기본모드와 1차모드간의 광집속계수 차이가 줄어들기 때문에 kink 광출력은 낮아진다. 그림 2 (b)는 같은 조건에서 활성층 두께와 폭의 곱으로 주어지는 활성층 면적에 대하여 kink 광출력을 나타낸 것이다. 두께의 변화에 따른 kink 광출력의 곡선이 비교적 좁게 모이는 것으로부터 kink 광출력은 도파로의 단면적과 깊은 상관관계가 있음을 알 수 있다. 이는 단일 모드 조건이 단면적과 관계됨에 비추어 당연한 결과이기도 하다. 또한 kink 광출력이 10mW이상이 되려면 활성층 단면적이 약 0.3μm²이하가 되어야 함을 알 수 있다.

그림 3은 내부손실의 영향을 나타낸다. 기본모드의 내부손실을 30cm⁻¹로 일정하다고 놓고 1차모드의 내부손실을 바꾸어 가며 계산하였다. 1차모드의 내부손실이 증가할 수록 kink 광출력이 증가함을 볼 수 있는데 이는 1차모드의 광자수명 단축과 연관되어 설명 되어질 수 있다.

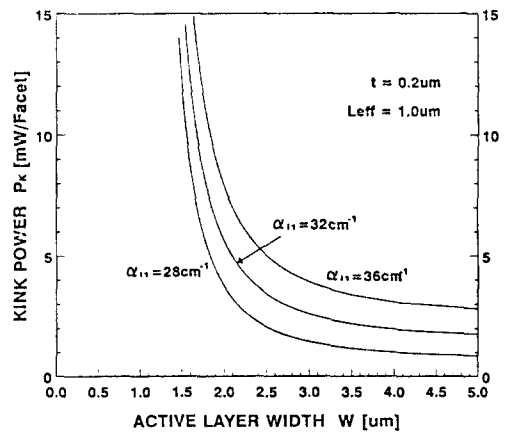


그림 3. 1차모드의 내부 손실 변화에 따른 kink 광출력 변화

Fig. 3. Dependence of the kink power on the internal loss of the first transverse mode.

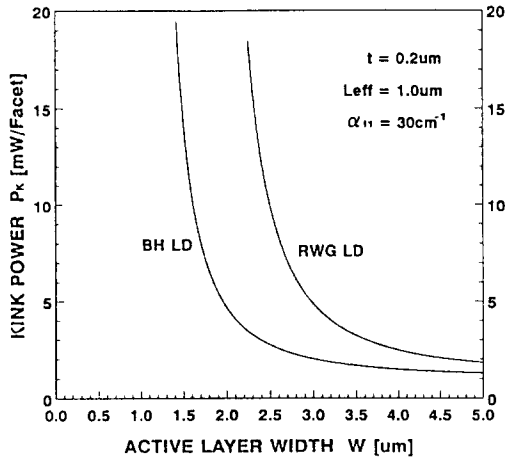


그림 4. BH 구조와 RWG 구조의 kink 광출력 비교
 Fig. 4. Comparison of the kink power in BH and RWG structure.

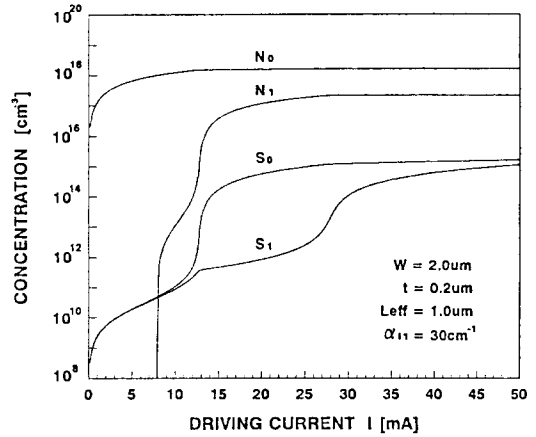
그림 4는 1.3μm InGaAsP/InP BH 구조와 RWG (ridge waveguide) 구조의 kink 광출력을 비교한 것이다. 기본모드와 1차모드의 광자수명은 두 구조에서 각각 같다는 조건에서 단지 두 구조의 waveguide 구조차만을 고려하여 계산하였다. 같은 활성층 폭에 대하여 RWG 구조가 더 큰 kink 광출력을 나타내는데 이는 BH 구조에 비해 1차모드가 차단되는 활성층 폭이 더 넓기 때문이다. 1차모드가 차단되는 활성층 폭은 BH 구조 경우 0.86μm 정도이며 RWG 구조에서는 1.50μm이다. 여기서 계산된 RWG 구조는 버퍼층 위에 바로 활성층이 있고 그 위에 두께가 0.15μm인 etching stop층이 있는 경우이며 구조가 변하면 kink 광출력 역시 변하게 된다.

다음 장에서는 kink 광출력의 부근에서 레이저 다이오드의 광학적 전기적 특성이 어떻게 나타나는지를 살펴보기로 한다.

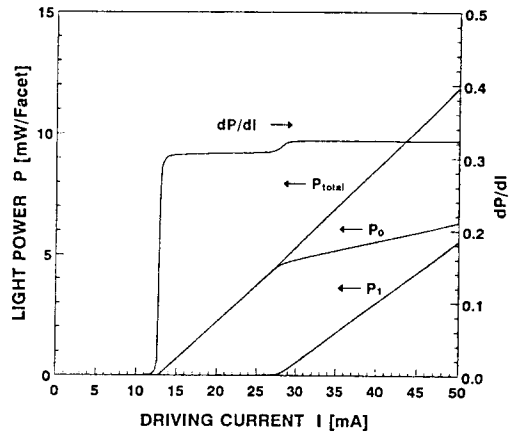
III. Kink에 따른 광학적 전기적 특성의 변화

이 장에서는 II장에서 고려한 비율 방정식을 수치적으로 풀어 레이저 다이오드의 광학적 전기적 특성을 비교 분석하였다. 그림 5 (a)~ (e)는 기본모드와 1차모드의 내부손실은 같다고 놓고 L_{eff} 는 1.0μm, 활성층 폭과 두께는 각각 2.0μm, 0.2μm인 경우의 계산결과이다.

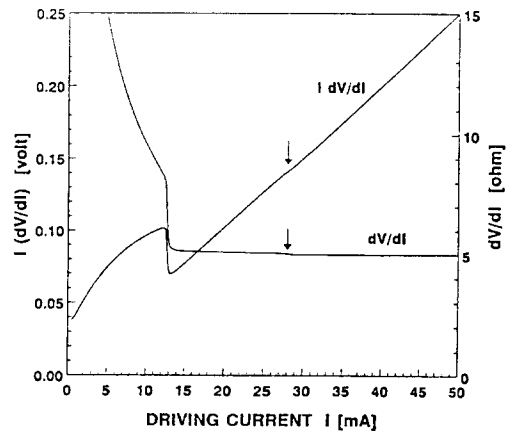
생성-재결합 전류 및 Auger 효과를 고려하였으며 누설전류는 고려하지 않았다. 먼저 그림 5 (a)는 식



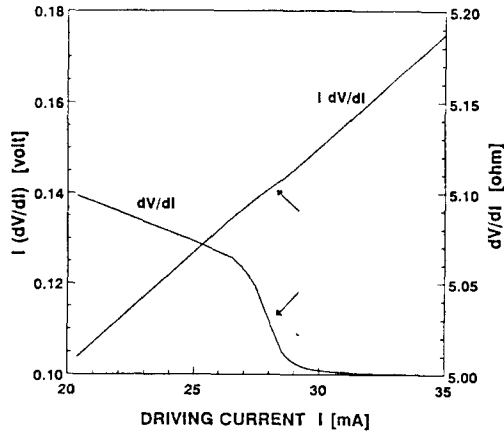
(a)



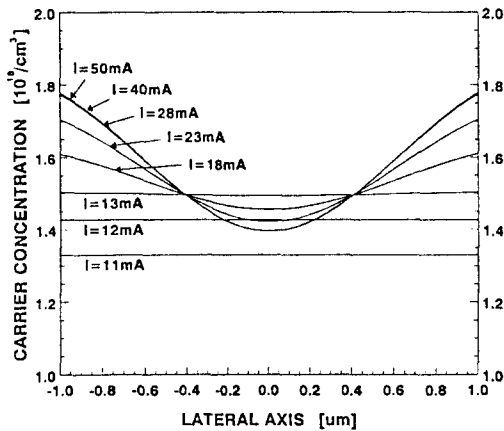
(b)



(c)



(d)



(e)

그림 5. (a) 주입전류에 따른 캐리어 농도와 공간 평균 광자밀도, (b) 기본모드와 1차모드의 모드별 광출력 및 전체 광출력과 미분특성, (c) 동저항 dV/dI 와 $I(dV/dI)$, (d) kink 부근에서의 dV/dI 와 $I(dV/dI)$, (e) 활성층내의 폭방향으로의 캐리어 분포. 유효 확산 거리는 $1.0\mu\text{m}$ 이며, 활성층 폭과 두께는 각각 $2.0\mu\text{m}$, $0.2\mu\text{m}$ 인 경우이다.

Fig. 5. (a) Carrier concentration and space average photon density of the fundamental and the first mode, (b) modal light output power, and total light output power and its derivative characteristics, (c) dynamic resistance dV/dI and $I(dV/dI)$ curves, (d) dV/dI and $I(dV/dI)$ near the kink, and (e) lateral carrier distribution in the active layer in the case of $L_{\text{eff}}=1.0\mu\text{m}$, $W=2.0\mu\text{m}$, and $t=0.2\mu\text{m}$.

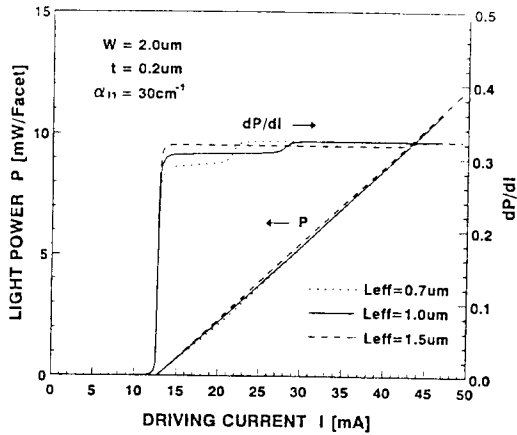
(4)에 사용된 캐리어 농도 및 공간 평균 광자밀도를 주입전류에 따라 나타내었다. kink (약 28mA)이후에 캐리어 농도가 포화되는 것과 kink가 일어나는 부근에서 1차모드의 광자밀도가 급격히 증가한다는 점이 주목할 만 하다. 그림 5 (b)에는 기본모드와 1차모드의 광출력, 이들의 합인 전체 광출력 그리고 전체 광출력의 미분특성을 나타내었다. kink가 일어나는 28mA 부근에서부터 1차모드의 광출력이 나타나기 시작하며 이때 기본모드의 광출력은 증가율이 눈에 띄게 줄어들기 시작함을 알 수 있다. 또한 기본모드와 1차모드간의 광출력 기울기가 다른 것을 볼 수 있는데 이는 거울면 손실과 광집속계수 및 군속도의 차이에 기인한 것이다. 전체 광출력의 기울기로부터 kink의 출현을 쉽게 알 수 있으며, kink이후에 기울기 값이 약간 커진 것이 이채롭다. 이러한 이유는 물론 1차모드의 slope efficiency가 크기 때문이다.

그림 5 (c)는 같은 조건에서의 $I(dV/dI)$ 와 dV/dI 특성으로 kink 부분을 확대하여 그림 5 (d)에 나타내었다. 그림 5 (a)의 캐리어 농도 변화에서도 예상되듯이 kink가 일어날 때부터 전체 전압은 고정되기 때문에 $I(dV/dI)$ 와 dV/dI 특성에서도 기울기 및 값의 변화가 나타나게 된다. 실제로는 활성층 내에서의 캐리어 분포가 균일하지 않으므로 접합전압이 위치에 따라 달라지게 된다. 이러한 사실을 고려하여 레이저 다이오드의 직렬저항값을 전형적인 값인 5Ω 으로 놓고 먼저 활성층을 횡방향으로 균일하게 나누어 각 부분에서의 접합전압을 계산하였다. 이 각각의 접합전압과 직렬저항에 걸리는 전압의 합을 레이저 다이오드 전체의 전압으로 놓으면 각 부분에 흐르는 전류는 다르게 된다. 이렇게 구한 각 부분에 흐르는 전류들의 합이 레이저 다이오드를 구동시키키 위하여 외부에서 흘려주는 총전류인 것이다. 비율 방정식에서 구한 총전류는 각 부분에 흐르는 전류의 합으로 주어지며 각 부분의 전압이 인가전압으로 일정함을 이용하여 각 부분의 전류와 인가전압을 계산하였다. kink가 전기적 미분특성에 미치는 영향에 대한 체계적인 실험결과가 없어 구체적인 비교는 어려운 상황이지만 gain guiding 레이저에서는 kink가 발생할 때의 $I(dV/dI)$ 특성이 kink부근에서 혹처럼 튀어나온 모습을 보였다.^[8] 반면에 이 계산 결과는 기울기만 약간 변하는 모습으로 나타났다.

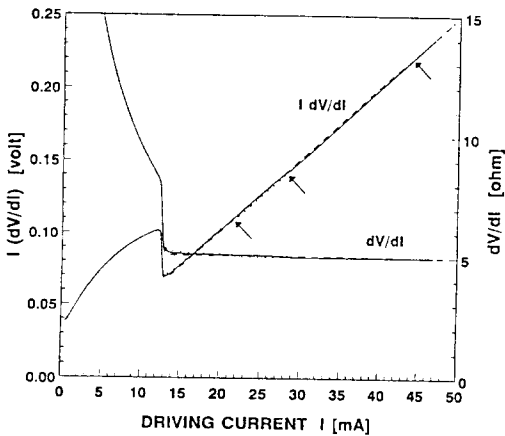
이러한 이유는 그림 6에서 볼 광출력의 미분값의 증가와도 연결되는데 이는 비율 방정식 자체가 가정하고 만들어진 데에 기인한 것으로 보인다. 손실항중에서 거울면 손실로 사용한 항은 threshold 조

전으로부터 유도된 식으로서 threshold 이전에는 정확하지 않다. 이러한 식을 이용하였으므로 threshold 이후에는 정확한 계산값을 얻을 수 있으나 threshold 이전에는 약간의 오차가 나타난다. 또한 레이저 다이오드 내에서의 여러가지 비선형성도 그 원인이 될 수 있다. 하지만 kink 광출력 자체에는 거의 변화를 주지 않는다. 그림 5 (e)는 전류에 따른 활성층 내의 캐리어 분포를 보여준다. 기본모드 발진개시까지 공간적으로 균일한 증가를 보이던 캐리어 농도가

전류가 계속 증가함에 따라 기본모드의 불균일한 광자분포 때문에 유도방출이 불균일하게 일어나면서 점점 중앙부분의 캐리어 농도가 줄어들게 된다. 이 현상을 spatial hole burning이라 한다. 이때 양쪽 가장자리 부분은 캐리어 농도가 계속 증가하게 되어 1차모드는 유효 이득이 증가하면서 출력이 서서히 증가하기 시작한다. 결국 1차모드의 발진개시전류 이상이 되면 캐리어 농도의 분포는 거의 변화하지 않고



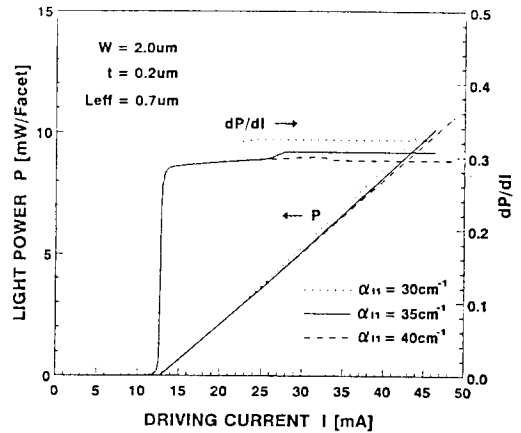
(a)



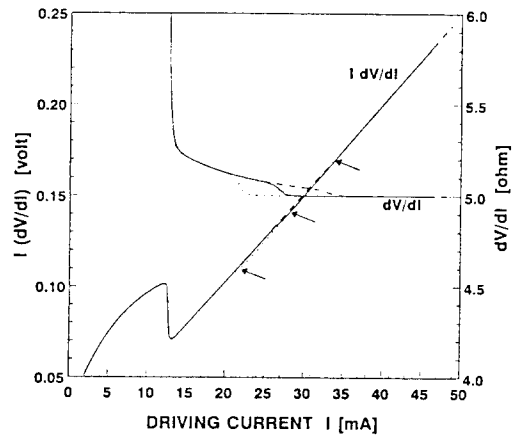
(b)

그림 6. (a) 유효확산거리의 변화에 따른 광출력과 그 미분특성 및 (b) 동저항 dV/dI와 I (dV/dI)특성. 기본모드와 1차모드의 내부손실이 30cm^{-1} 으로 같은 경우이다.

Fig. 6. (a) Light output power P versus I and dP/dI versus I and (b) dV/dI and I(dV/dI) characteristics as a function of L_{eff} .



(a)



(b)

그림 7. (a) 내부손실의 변화에 따른 광출력과 그 미분특성 및 (b) 동저항 dV/dI와 I (dV/dI)특성. 유효확산거리가 $0.7\mu\text{m}$ 인 경우이다.

Fig. 7. (a) P versus I and dP/dI versus I characteristics, and (b) dV/dI and I (dV/dI) characteristics as a function of the internal loss of the first mode.

고정되게 된다. 여기가 그림 5의 다른 그림들에서 보았듯이 kink가 일어나는 곳으로 약 28mA이다.

그림 6 (a)에서는 기본모드와 1차모드의 내부손실을 각각 30cm^{-1} 으로 같다고 가정하고 L_{eff} 의 변화에 따른 출력특성을 비교하였다. L_{eff} 의 증가가 kink 광출력의 증가를 초래함을 쉽게 볼 수 있다. 그림 6 (b)는 같은 조건에서의 $I(dV/dI)$ 와 dV/dI 곡선을 나타낸다. kink가 일어나는 위치를 화살표로 지지하였다. 이상과 같이 $I(dV/dI)$ - I 와 dV/dI - I 특성과 같은 순수한 전기적 특성의 변화로부터도 kink의 존재와 위치를 알아낼 수 있다.

그림 7은 L_{eff} 가 $0.7\mu\text{m}$ 이고 기본모드의 내부손실만 30cm^{-1} 으로 고정시켰을 때 1차모드의 내부손실 변화에 따른 광학적 전기적 특성의 변화를 보여주고 있다. 1차모드의 내부손실이 커질수록 kink 광출력의 증가뿐 아니라 kink 이후 출력특성의 기울기가 감소함을 알 수 있다. 이는 1차모드의 내부손실 증가가 1차모드의 광자수명을 단축하여 slope efficiency가 감소하기 때문이다.

IV. 결 론

spatial hole burning 모델에 기초하여 1차모드까지 고려한 비율 방정식으로부터 kink 광출력을 정확한 해석적인 형태로 유도하였고, kink에 수반되는 광학적 전기적 성질을 처음으로 해석하였다. kink 광출력에 대한 해석적인 식으로부터 기본모드와 1차모드간의 광집속계수차, 광자수명, 유효 확산거리 그리고 waveguide구조 등 여러가지 변수들의 영향을 직접적으로 이해할 수 있게 되었으며, kink 광출력이 10mW 이상이 되려면 활성층 단면적이 약 $0.3\mu\text{m}^2$ 이하가 되어야 함을 보였다. 또한 kink를 전후한 광학적 전기적 특성의 변화에 대한 계산결과로부터 전기적 미분특성의 측정만으로도 kink의 존재와 위치를 알아낼 수 있음을 보였다. 이 결과들은 kink가 없는 레이저 다이오드의 설계 및 kink의 존재와 위치를 간편하게 알아 내는 데에 유용할 것이다.

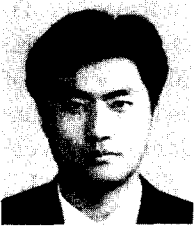
參 考 文 獻

[1] M. Ueno, R. Lang, S. Matsumoto, H.

Kawano, T. Furuse, and I. Sakuma, "Optimum designs for InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$) planoconvex waveguide lasers under lasing conditions," *Proc. IEEE*, vol.126, part I, pp.218-228, Dec.1982.

- [2] R. J. Nelson, R. B. Wilson, P. D. Wright, P. A. Barnes, and N. K. Dutta, "CW electrooptical properties of InGaAsP ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$) buried heterostructure lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp.202-207, Feb.1981.
- [3] E. Oomura, H. Higuchi, R. Hirano, H. Namizaki, T. Murotani, and W. Susuki, "Transverse mode control in InGaAsP/InP buried crescent diode lasers," *Electron. Lett.*, vol.17, pp.83-84, Jan.1981.
- [4] N. K. Dutta, R. J. Nelson, P. D. Wright, and D. C. Craft, "Criterion for improved linearity of $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP buried heterostructure lasers," *IEEE J. of Lightwave tech.*, vol. LT-2, no.2, pp.160-164, Apr.1984.
- [5] R. Lang, "Horizontal mode deformation and anomalous lasing properties of stripe geometry injection lasers-theoretical model," *Jap. J. Appl. Phys.*, 16, pp.205-206, 1977.
- [6] Sadao Adachi, "Optical properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloys," *Phys. Rev.*, B39, pp.12612-12621, 1989.
- [7] Sadao Adachi, "Optical dispersion relation for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$," *J. Appl. Phys.*, 66(12), pp.6030-6040, 1989.
- [8] Chinlon Lin, *Optoelectronic Technology and Lightwave Communications Systems*, Van Nostrand Reinhold, New York, pp.236-238, 1989.

 著者紹介



任宗亨(準會員)

1968年 11月 5日生. 1991年 2月
아주대학교 전자공학과 졸업.
1994年 2月 아주대학교 전자공학
과 석사. 현재 (주)현대 중공업 중
장비 연구소 연구원. 주관심 분야
는 광전소자, 화합물 반도체 등임.

韓英洙(準會員) 第 31卷 第 5號 參照

현재 국제상사 전자사업본부 재직중

•

金相培(正會員) 第 31卷 第 5號 參照

현재 아주대학교 전자공학과 조교수